

КИНЕТИКА КОНДЕНСАЦИИ ПЛАЗМЕННЫХ ФАКЕЛОВ МЕТАЛЛОВ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НАНОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

В.К. Гончаров¹⁾, К.В. Козадаев²⁾

¹⁾НИУ Институт прикладных физических проблем им. А.Н. Савченко БГУ,
ул. Курчатова, 7, Минск, 220108, Беларусь

²⁾Факультет радиофизики и компьютерных технологий БГУ,
ул. Курчатова, 5, Минск, 220108, Беларусь, kozadaeff@mail.ru

На основании адаптации модели Анисимова-Лукьянчука для случая лазерной эрозии металлов наносекундными импульсами при атмосферном давлении предложено описание кинетики конденсации лазерно-плазменных факелов металлов. Полученные расчетные траектории волн «насыщения» паров факела, «впрыскивания зародышей» и «закалки» жидко-капельной фазы находятся в хорошем соответствии с данными лазерного зондирования реальных факелов свинца.

Введение

Закономерности лазерной эрозии металлов привлекают внимание исследователей с момента изобретения мощных лазеров в 60-х годах прошлого века. Принципиальные трудности в описании поведения лазерного эрозионного факела связаны с неоднородностью и нестационарностью подобного образования, что обусловлено сложным характером взаимодействия мощного импульсного лазерного излучения с металлической решеткой. Дополнительно усложняют физическую картину процессы взаимодействия факела с порождающим его излучением и возможное влияние окружающих газов.

Уменьшение длительности лазерных импульсов до единиц-десятков наносекунд при достаточно высокой их плотности мощности (10^8 - 10^{10} Вт/см²) приводит к интересному физическому эффекту, когда длительность переднего фронта лазерного импульса приближается к характерному времени электрон-ионной релаксации энергии в металлической решетке. Таким образом, поглощенная электронами проводимости энергия лазерного излучения просто не успевает распространяться вглубь мишени за счет электронной теплопроводности – основного механизма передачи энергии возбуждения в «тепловой» модели. Этот эффект ведет к тому, что в зоне лазерного воздействия в приповерхностной области мишени образуется переходный макрослой, обладающий значительной избыточной энергией (по сути это – плотная металлическая плазма) [1]. Детонация макрослоя приводит к выбросу материала мишени. Для описания этих процессов может быть использована «гидродинамическая» модель (или взрывная абляция).

Основной практической сложностью при использовании «гидродинамического» приближения является определение динамики коэффициента поглощения падающего лазерного излучения плотной металлической плазмой, за счет чего образующийся факел может получать дополнительную энергию. Последовательная теория, моделирующая эти явления, в настоящее время не разработана [2]. Тем не менее, Анисимовым С.И. и Лукьянчуком Б.С. предложена достаточно цело-

стная модель для описания процессов, протекающих в подобных факелах уже после завершения их формирования (т.е. после окончания их взаимодействия с падающим излучением). Модель [2] основана на применении приближения адиабатического разлета осесимметричного либо сферически симметричного паро-плазменного облака с параболическими или прямоугольными начальными внутренними профилями температуры и плотности в вакуум с учетом процессов динамической конденсации согласно теории Зельдовича-Райзера [3].

В связи с этим значительный практический интерес представляет адаптация модели Анисимова-Лукьянчука для случая лазерной эрозии металлов наносекундными импульсами при атмосферном давлении. Присутствие сторонних газов существенно влияет на процессы эволюции и распада таких факелов, но, тем не менее, в итоге также происходят конденсация пароплазменного облака и формирование наноразмерной пылевой фазы материала мишени [4,5]. Настоящая работа посвящена разработке математической модели для описания процессов расширения и конденсации лазерных абляционных факелов металлов (образовавшихся под действием интенсивных наносекундных импульсов) при атмосферном давлении на основе анализа существующих экспериментальных данных и адаптации модели Анисимова-Лукьянчука.

Основная часть

Согласно теории Зельдовича-Райзера [3] при адиабатическом расширении пара в некоторый момент обязательно должна начаться конденсация. Этот момент можно определить из следующих соображений: на фазовой диаграмме состояний расширение пара происходит вдоль адиабаты Пуассона до момента его насыщения (пересечение адиабаты Пуассона с адиабатой насыщения, задаваемой уравнением Клаузиуса-Клайперона). Далее, продолжая следовать адиабате Пуассона, пар факела становится пересыщенным (переохлажденным), и в нем создаются условия для образования зародышей будущих капель. Скорость формирования центров конден-

сацией экспоненциально зависит от степени пересыщения пара, задаваемой параметром переохлаждения $\theta = (T_{eq} - T)/T_{eq}$, где T_{eq} – температура термодинамического равновесия для заданных объема и давления пара (температура вдоль бинадиала пара). При резком росте θ происходит массовое формирование центров конденсации («впрыскивание» зародышей), которые за счет «налипания» молекул пара начинают расти в размерах. Ускоренное каплеобразование в паре за счет высвобождения скрытой энергии конденсации останавливает рост параметра переохлаждения и вызывает его спад. При этом процесс образования зародышей, который крайне чувствителен к степени пересыщения, прекращается и в дальнейшем происходит только укрупнение сформировавшихся капель. Вследствие продолжающегося быстрого расширения факела на этом этапе наблюдается постепенное уменьшение количества актов «налипания» молекул пара на зародыши, а впоследствии и полное их прекращение. При этом степень конденсации пара x (отношение числа атомов пара в жидкой фазе к их общему количеству) стабилизируется, что соответствует т.н. «закалке» капель. Таким образом, в отличие от «равновесного» статического сценария конденсации, когда на всех этапах пар находится в состоянии термодинамического равновесия, максимально достижимая степень конденсации в случае быстрого адиабатического расширения факела может быть существенно меньше 1 (на практике 0,1-0,3) [3].

Описанный процесс динамической конденсации абляционных факелов может быть наглядно представлен как прохождение в расширяющемся облаке от периферии к центру трех концентрических сферических волн: волны насыщения (соответствующей на фазовой диаграмме пара моменту пересечения адиабаты Пуассона с адиабатой насыщения), волны «впрыскивания» зародышей (момент наибольшего переохлаждения) и волны «закалки» (стабилизации степени конденсации факела) [2].

Для рассмотрения процесса конденсации в настоящей работе (равно как и в работе [2]) предполагается, что капельки жидкости, образовавшиеся в процессе расширения факела, движутся совместно с паром (что справедливо для невысоких степеней конденсации пара). Такое допущение позволяет рассматривать процесс конденсации независимо для каждой частицы с определенной лагранжевой координатой.

Распространение переднего фронта полусферического факела, образующегося в результате лазерного воздействия можно описать в приближении Тейлора-Седова [3], которое с высокой степенью точности моделирует расширение реальных факелов металлов:

$$\Psi(t) = \left(\frac{R(t)}{R_0} \right)^2 = \left(1 + \frac{\xi_0}{R_0} \left(\frac{E}{\rho_g} \right)^{1/5} t^{2/5} \right)^2, \quad (1)$$

где $\Psi(t)$ – безразмерная функция, характеризующая масштаб распространения переднего фронта сферического облака, $R(t)$ – радиус сферического облака, R_0 – начальный радиус факела, E – на-

чальная внутренняя энергия факела, ρ_g – плотность буферного газа (для воздуха $\rho_g = 0,029$ кг/м³), $\xi_0 = 1,014$.

Согласно [2] температура пара, соответствующая началу процесса конденсации (пересечение адиабаты Пуассона с адиабатой насыщения) может быть оценена как $T_c = q\Phi(a)$, где q – удельная теплота испарения Q металла, выраженная в градусах Кельвина ($q = Q/R_g$, R_g – универсальная газовая постоянная), а $\Phi(a)$ – меньший корень трансцендентного уравнения [2]:

$$\Phi(a) \exp(\Phi(a)^{-1}) = \frac{B}{V_0} \left(\frac{q^2}{T_s T_0} \right)^{3/2}, \quad B = \frac{R_g T_s}{\mu p_s}, \quad (2)$$

где V_0 – начальный удельный объем факела, T_s – нормировочная температура ($T_s = 300$ K), μ – молярная масса металла, p_s – предэкспоненциальный фактор (для конкретного металла может быть определен на основании аппроксимации данных [6]).

При достижении температурой факела значения T_c запускается процесс активного каплеобразования, впоследствии сопровождающийся интенсивным выделением скрытой теплоты конденсации. Это приводит к отклонению температуры в факеле от адиабаты Пуассона и приближение ее к адиабате насыщения. Для определения динамики температуры факела в этом переходном периоде можно воспользоваться соотношением локального баланса энергии в двухфазной системе «пар-жидкость» в адиабатическом приближении [3]:

$$(1 + \beta x(t)) \frac{dT(t)}{dt} + (1 - x(t)) \frac{T(t)}{\Psi(t)} \frac{d\Psi(t)}{dt} = \left(\frac{2}{3} q - \beta T(t) \right) \frac{dx(t)}{dt}, \quad (3)$$

где $\beta = (2c_2/3R_g) - 1$.

Отклонение температуры в факеле от адиабаты Пуассона происходит в момент массового «впрыскивания зародышей» t_e , соответствующий максимальному переохлаждению пара. Этот момент может быть определен из решения трансцендентного уравнения [2]:

$$\frac{1}{T_{eq}(t)} \frac{dT_{eq}(t)}{dt} = - \frac{1}{\Psi(t)} \frac{d\Psi(t)}{dt} + \left[\frac{2q}{3T_p(t)} - 1 \right] \times \left(\frac{\alpha T_{eq}(t)}{T_{eq}(t) - T_p(t)} \right)^3 k_v \exp\left(-\frac{T_v}{T_p(t)(1 - T_p(t)/T_{eq}(t))^2}\right), \quad (4)$$

где α , k_v и T_v – расчетные параметры, σ – сила поверхностного натяжения жидкого металла, ρ_l – плотность жидкой фазы металла, k_B – постоянная Больцмана, m – атомная масса металла.

Для оценки пространственно-временных характеристик волны «закалки» (соответствующей окончанию процесса формирования капель) в [2] предлагается использовать соотношение:

$$\frac{r_q(t)}{R(t)} = \sqrt{1 - \left(t_k \Psi(t) \frac{d\Psi(t)}{dt} \right)^{1/2}}, \quad t_k = \frac{m V_0}{2\sigma_g} \sqrt{\frac{3m}{5k_B T_0}}, \quad (5)$$

где $r_q(t)$ – радиус волны «закалки», σ_g – поперечное сечение процесса столкновений.

На рисунке продемонстрированы траектории волн «насыщения», «впрыскивания» и «закалки» в металлическом абляционном факеле, постро-

енные на основе анализа решений (1-5) в диапазоне времени 0-3 мкс для лазерного эрозионного факела свинца.

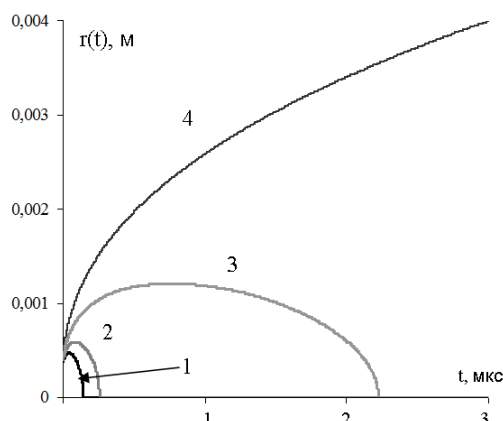


Рис. Траектории волн: 1 - «насыщения», 2 - «впрыскивания», 3 - «закалки»; 4 - радиус переднего фронта факела.

Модельный пространственно-временной масштаб волны «впрыскивания» находится в полном соответствии с экспериментальными данными зондирования таких факелов [4,5], где этот физический эффект выражался в возникновении и быстром нарастании рассеянной компоненты при взаимодействии зондирующего излучения с факелом, т.е. в этот момент в зоне зондирования действительно происходит появление большого количества рассеивающих центров. То же можно сказать и о параметрах модельной волны «закалки» (когда в факеле прекращается рост сформир-

ованных капель) – на соответствующих графиках [5] их характеризуют моменты стабилизации поведения интенсивностей рассеянной и поглощенной компонент зондирующего излучения в факеле, которые наступают через $t_q \sim 2-2,5$ мкс после лазерного воздействия.

Заключение

В настоящей работе продемонстрирована возможность адаптации модели Анисимова-Лукиянчука для описания процессов каплеобразования в эрозионных лазерных факелах металлов при атмосферном давлении. Полученные результаты могут быть использованы для развития нового технологического направления: управляемого лазерноиндуцированного напыления поверхностных металлических наноструктур при атмосферном давлении [7].

Список литературы

1. Анисимов С.И. Действие лазерного излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
2. Анисимов С. И. , Лукьянчук Б. С. // УФН. 2002. № 3. С. 301.
3. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.
4. Гончаров В. К., Козадаев К. В., Щегрикович Д.В. // ИФЖ. 2011. № 4. С. 723.
5. Гончаров В. К., Козадаев К. В., Макаров В.В., Щегрикович Д.В. // ИФЖ. 2013. № 4. С. 747.
6. Gray D.E. American Institute of Physics Handbook. New York.: McGrawHill, 1972. 541 p.
7. Козадаев К.В. // ИФЖ. 2014. № 3. С. 682.

THE KINETICS OF CONDENSATION PROCESSES IN METAL PLASMA JETS UNDER ACTION OF NANOSECOND LASER PULSES AT ATMOSPHERIC PRESSURE

V.K. Goncharov¹⁾, K.V. Kozadayev²⁾

¹⁾A.N. Sevchenko Scientific-Research Institute of Applied Physics Problems,
Kurchatov str. 7, Minsk, 220108, Belarus

²⁾Faculty of radio physics and computer technologies of BSU,
Kurchatov str. 5, Minsk, 220108, Belarus, kozadaeff@mail.ru

Adaptation of the Anisimov-Lukyanchuk model for the case of laser erosion of metals by nanosecond pulses at atmospheric pressure is proposed for the description of the kinetics of condensation of the metals laser-plasma jets. The calculated trajectory of the waves "saturation" vapor torch, "injection of embryos" and "hardening" of liquid drops are in good agreement with the data of laser probing of real lead jets.